日本機械学会論文集(B編)
48巻427号(昭57-3)

532.595 : 518.12

有限波列ぜん動流路内流れの数値解析*

(第1報，解析方法および計算例)

川橋正昭**，網敷光剛***
Masaaki KAWAHASHI, Mitsutake AMISHIKI
那須大悟****，鈴木允**
Daigo NASU Makoto SUZUKI

Key Words: Fluid Transportation System, Numerical Analysis, Biological Engineering, Peristaltic Pumping, Roller Pump, Finite Wave Train, Moving Boundary, MAC Method

1. まえがき

流路壁のぜん動運動による輸送現象は，生体内の尿道や腸などにおいてみられ，生理流体力学の問題として注目されてきている．またこの現象は，機械部との直接接触をきらう物質の輸送に応用され，ローラポンプなどとして実用化されている．

ぜん動流路内流れは，ぜん動波の振幅，波長およびその進行速度によって特徴づけられる．従来の研究で，それらの値とポンプ特性，逆流現象およびトラッピング現象などとの関係を明らかにするため，さまざまな方法により解析がなされてきている．すなわち振幅が平均流路幅あるいは径に比べて十分小さい場合の摂動法または漸近級数展開による解析[(1)~(4)]，流路幅と波長の比およびレイノルズ数が十分小さい場合のストークス流れ近似による解析[(5)]，レイノルズ数が小さい場合の有限要素法による解析[(6)]，慣性力が支配的な領域でのポテンシャル流れ仮定による解析[(7)]，直交曲線座標系での差分法による解析[(8)]，非正弦波状ぜん動波形の場合の漸近級数展開による解析[(9)]などがある．

これらの解析の多くは，無限波列ぜん動流路の仮定のもとで，ぜん動波の進行速度とともに移動する座標系（波系）で解析されており，適用レイノルズ数範囲も比較的狭いものが多い．一方，流路両端の影響を受ける有限波列ぜん動流路内流れに関する解析はほとんどなされていない．

本研究では，実際の生体内ぜん動流路や，ローラポンプなどでみられる有限波列のぜん動流路内流れについて，広いレイノルズ数範囲，任意のぜん動波形，さらに非周期的ぜん動運動などの場合の流動状態やポンプ特性を解析することを目的とする．この場合，ぜん動流路内流れは固定座標系において解析する必要があり，流れは非定常として扱われるとともに，ぜん動壁は移動境界となる．また適用レイノルズ数範囲を広くするためには，基礎式となるナビエ・ストークスの式におけるいずれの項も省略できない．したがって，解析では，数値的な方法，すなわちMAC法[(10)]の手順の一部を単純化した方法[(11)]が用いられる．

本報告では，適用される数値解法の妥当性を明らかにするため，まず従来多くの研究で扱われてきた正弦波状長波長ぜん動流路内流れについて解析し，レイノルズ数，平均圧力こう配および境界条件などによる流動状態の変化を明らかにした．

記号

a：平均流路幅
b：ぜん動波の振幅
c：ぜん動波の進行速度
D：連続式に対する不一致量
p, P：圧力および無次元圧力 $=p/\rho c^2$
q, Q：流量および無次元流量 $=q/ac$
R_e：レイノルズ数 $=ac/\nu$
t, T：時間および無次元時間 $=ct/a$
u, U：流路軸方向流速成分および無次元流速成分 $=u/c$
v, V：流路幅方向流速成分および無次元流速成分 $=v/c$
x, X：流路軸方向座標および無次元座標 $=x/a$
y, Y：流路幅方向座標および無次元座標 $=y/a$
α：波数 $=a/\lambda$
β：圧力修正係数
ε：振幅比 $=b/a$
λ：ぜん動波の波長

---

* 昭和54年3月16日 中国四国支部第17期総会講演会および昭和55年11月21日 関西支部第241回講演会において講演，原稿受付 昭和56年3月13日．
** 正員，埼玉大学工学部（〒338 浦和市下大久保255）．
*** 准員，日本電気ソフトウェア会社（〒105 東京都港区芝8-37）．
**** 学生員，埼玉大学大学院．

μ：作動流体粘性係数
ν：作動流体動粘性係数
ρ：作動流体密度
τ：ぜん動波の無次元周期　$=ct/\lambda$
ω：緩和係数

添　字

i, j：計算セルの x 方向および y 方向番号
n：計算時間ステップ
l：修正反復回数

2. 数値解析の方法

非圧縮性非定常流に対する数値解析方法にはさまざまな方法があるが，本研究ではMAC法を基礎とする数値解法を用いる．MAC法は，本来自由表面を有する非圧縮性非定常流に対する数値解法の一つである．そのアルゴリズムは，オイラー的差分を基礎とし，計算領域を分割したセル内に配されたマーカの追跡により自由表面を扱うものである．ここで用いる方法は，MAC法におけるセル分割，差分の方法はそのままで，圧力の計算手順を単純化し，さらにマーカを除いたものである．

数値解析の対象とする流路は，図1に示すように，二次元3波列片壁ぜん動流路である．この流路は平たん壁側の境界条件の与え方により，片壁ぜん動流路あるいは両壁ぜん動流路の半幅流路として扱われる．流路の上流端および下流端の条件は，単純な場合として圧力一定のリザーバに接続されているものとする．

流路内流れに対する基礎式は，連続式およびナビエ・ストークスの式であり，無次元量により表せば，

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \quad \cdots\cdots(1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial T}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y} =-\frac{\partial P}{\partial X}+\frac{1}{R_e}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) \quad \cdots\cdots(2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial T}+U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y} =-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{1}{R_e}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) \quad \cdots\cdots(3)$$

となる．

境界条件は，

(1) ぜん動壁で：

$$\left.\begin{aligned} Y&=1+\varepsilon\cos 2\pi\alpha(X-T)\\ U&=0\\ V&=2\pi\alpha\varepsilon\sin 2\pi\alpha(X-T)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(4)$$

(2) 平たん壁で：

(i) $U=V=0$（片壁ぜん動流路に相当） $\cdots\cdots$(5・a)

(ii) $\partial U/\partial Y=0,\quad V=0$（両壁ぜん動流路の半幅流路に相当） $\cdots\cdots$(5・b)

(3) 上，下流端で：

$$P=\text{一定} \quad \cdots\cdots(6)$$

である．

図1の流路をMAC法の手順に従ってセル分割し，基礎式を差分化する．分割されたセルは，図2に示すように x 方向長さ δX，y 方向長さ δY であり，セルの各辺上に U または V の値が定められ，セルの中心に圧力 P の値が定められる．このような長方形セルによって流路が分割される場合，ぜん動壁はステップ状に近似される．この場合，セル寸法が小さいほどよい近似を示すが，逆にセル数の増加は計算機の記憶容量の増加と計算時間の増大をもたらす．本計算ではそれらの条件を考慮した上で，図3に示すように3波列のぜん動波を含む長方形領域を，x 方向に61分割，y 方向に21分割し，その外側に1列ずつ境界セルを設ける．これらのセルは，各計算時刻ごとに，流体領域セ

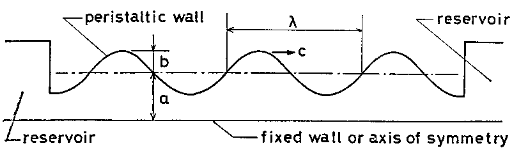


図 1　二次元3波列ぜん動流路

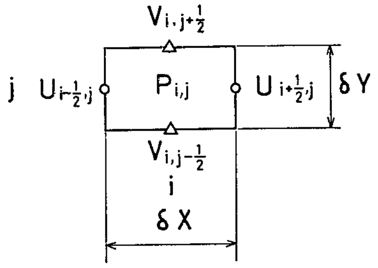


図 2　計算セル

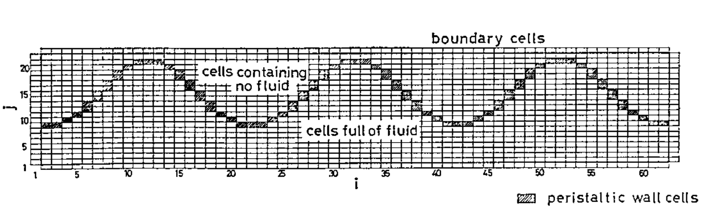


図 3　セル分割

ル，ぜん動壁セル，非流体領域セルに分類され，ぜん動波の進行とともに，非流体領域セルはぜん動壁セルへ，ぜん動壁セルは流体領域セルまたは非流体領域セルへと変化する．

基礎式は，図2に示すセル上で定義される流速成分，圧力により以下のように差分式化される．式（2）および（3）の差分化では，対流項をそれぞれ連続式を用いて変形して，

$$U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=\frac{\partial U^2}{\partial X}+\frac{\partial UV}{\partial Y},\qquad U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=\frac{\partial UV}{\partial X}+\frac{\partial V^2}{\partial Y} \quad\cdots\cdots(7)$$

とすれば，連続式およびナビエ，ストークスの式の差分化式は，

$$\frac{1}{\delta X}(U_{i+(1/2),j}{}^n-U_{i-(1/2),j}{}^n)+\frac{1}{\delta Y}(V_{i,j+(1/2)}{}^n-V_{i,j-(1/2)}{}^n)=0 \quad\cdots\cdots(8)$$

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\delta T}(U_{i+(1/2),j}{}^{n+1}-U_{i+(1/2),j}{}^n)+\frac{1}{\delta X}[(U_{i+1,j}{}^n)^2-(U_{i,j}{}^n)^2]\\&\quad+\frac{1}{\delta Y}[(UV)_{i+(1/2),j+(1/2)}{}^n-(UV)_{i+(1/2),j-(1/2)}{}^n]=-\frac{1}{\delta X}(P_{i+1,j}{}^n-P_{i,j}{}^n)\\&\quad+\frac{1}{R_e}\Big[\frac{1}{(\delta X)^2}(U_{i+(3/2),j}{}^n+U_{i-(1/2),j}{}^n-2U_{i+(1/2),j}{}^n)\\&\quad+\frac{1}{(\delta Y)^2}(U_{i+(1/2),j+1}{}^n+U_{i+(1/2),j-1}{}^n-2U_{i+(1/2),j}{}^n)\Big] \quad\cdots\cdots(9)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\delta T}(V_{i,j+(1/2)}{}^{n+1}-V_{i,j+(1/2)}{}^n)+\frac{1}{\delta X}[(UV)_{i+(1/2),j+(1/2)}{}^n-(UV)_{i-(1/2),j+(1/2)}{}^n]\\&\quad+\frac{1}{\delta Y}[(V_{i,j+1}{}^n)^2-(V_{i,j}{}^n)^2]=-\frac{1}{\delta Y}(P_{i,j+1}{}^n-P_{i,j}{}^n)\\&\quad+\frac{1}{R_e}\Big[\frac{1}{(\delta X)^2}(V_{i+1,j+(1/2)}{}^n+V_{i-1,j+(1/2)}{}^n-2V_{i,j+(1/2)}{}^n)\\&\quad+\frac{1}{(\delta Y)^2}(V_{i,j+(3/2)}{}^n+V_{i,j-(1/2)}{}^n-2V_{i,j+(1/2)}{}^n)\Big] \quad\cdots\cdots(10)\end{aligned}$$

で表せる．ここで，対流項にあらわれる速度成分の二乗項および積の項は，つぎに示す例のように計算する．

$$(U_{i,j})^2=\frac{1}{4}(U_{i+(1/2),j}+U_{i-(1/2),j})^2$$

$$(UV)_{i+(1/2),j+(1/2)}=\frac{1}{4}(U_{i+(1/2),j+1}+U_{i+(1/2),j})(V_{i+1,j+(1/2)}+V_{i,j+(1/2)})$$

境界セルおよびぜん動壁セルに接する非流体領域セルの値は，図4に示すように式（4）～（6）の境界条件を満たすように計算される．

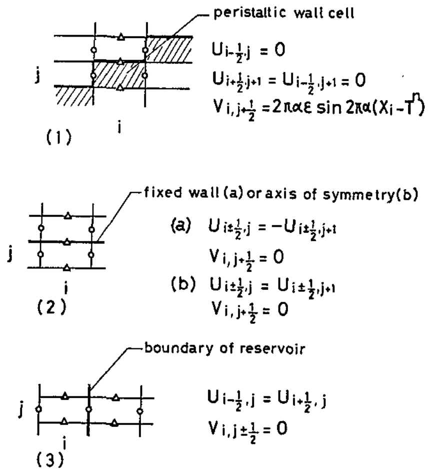


図 4　境界条件の設定

計算は，以下に述べる手順により進められる．第一手順では，あらかじめ設定された初期値（時刻 n）を用い，式（9）および式（10）により時刻 $n+1$ における各セルの速度成分を計算する．ただし，この手順で得られた速度成分の値は，必ずしも連続式を満たしているとは限らない．すなわち，一般に

$$\begin{aligned}D_{ij}\equiv&\frac{1}{\delta X}(U_{i+(1/2),j}{}^{n+1}-U_{i-(1/2),j}{}^{n+1})\\&+\frac{1}{\delta Y}(V_{i,j+(1/2)}{}^{n+1}-V_{i,j-(1/2)}{}^{n+1})\neq 0\end{aligned}$$

である．

第二手順では，第一手順で得られた速度場が連続式を満足するように修正され，時刻 $n+1$ における圧力場および速度場が決定される．修正手順は，まず圧力に関して，

$$\delta P_{ij}{}^l=-\beta D_{ij}{}^l$$

$$\left(\text{ここで，}\ \beta=\frac{\omega}{2\delta T[1/(\delta X)^2+1/(\delta Y)^2]}\right)$$

なる修正値をもとめ，圧力および速度成分を

$$[P_{ij}{}^n]^{l+1}=[P_{ij}{}^n]^l+\delta P_{ij}{}^l$$

$$[U_{i\pm(1/2),j}{}^{n+1}]^{l+1}=[U_{i\pm(1/2),j}{}^{n+1}]^l\pm\frac{\delta T}{\delta X}\delta P_{ij}{}^l$$

$$[V_{i,j\pm(1/2)}{}^{n+1}]^{l+1}=[V_{i,j\pm(1/2)}{}^{n+1}]^l\pm\frac{\delta T}{\delta Y}\delta P_{ij}{}^l$$

なる反復式により修正し，D_{ij} の値があらかじめ設定された微小値以下になるまで繰返す．流体領域の全セルについて上記の条件を満たしたときの圧力および速度成分を，時刻 $n+1$ における値とする．得られた速度場により，境界条件を満たすように境界セルの値が設定される．その後，ぜん動波を進め，ぜん動壁セルおよびそれに接する非流体領域セルに改めて境界条件を満たすように値を設定する．

計算時間きざみ δT は，ぜん動波の進行によるぜん動壁移動量と，x 方向セル寸法とが一致するようにとれば，

$$\delta T=\delta X$$

となる．しかし，この場合レイノルズ数の値によっては，MAC 法でのノイマンの安定条件[10]を満たさない場合がある．また，安定条件を満足している場合でも，ぜん動壁を移動境界として扱うことによる境界条件の変化により，安定な解が得られるとは限らない．本計算では，セル数をふやすことなく安定な解が得られるように，ぜん動壁移動に対する時間きざみ値と，ぜん動壁セル上での速度境界条件設定に対する時間きざみ値を分けてさだめ，

ぜん動壁移動時間きざみ：$\delta T=\delta X$

ぜん動壁境界速度時間きざみ：$\delta T'=\dfrac{\delta T}{N}$

（ただし，$N\gg1$）

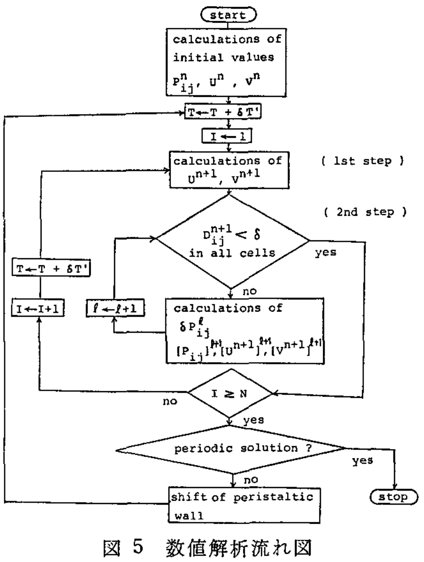


図 5　数値解析流れ図

とし，$\delta T'$ は常に解の安定条件を十分満足するように設定する．この結果，安定な解が得られる．

以上のような本計算におけるアルゴリズムを流れ図に示すと，図5のようになる．

初期値の設定は，つぎのような手順による．はじめに，全流体領域セルの速度を零とし，ぜん動壁セルに速度境界値を，上，下流端境界セルに圧力境界条件を設定する．この状態から前述の計算第二手順を用いて反復修正し，収れん値を初期値とする．

3. 計算例および考察

ぜん動流路内流れの特徴的なパラメータは，波数 α，振幅比 ε，あるいは振幅と波長の比 b/λ，それにレイノルズ数 R_e である．ただし，レイノルズ数に関しては，従来の研究でいくつかの異なった定義のもとで，用いられている．たとえば，

$$R_e'=\frac{ac}{\nu}\frac{a}{\lambda}=\frac{ac}{\nu}\alpha^{(5)}$$

$$R_e''=\frac{2bc}{\nu}^{(8)}$$

などがあり，本報告では図中に R_e' の値を付記する．

数値解析を行う流路における，波数，振幅比および振幅と波長の比は，後の実験による検証を考慮して，

$$\alpha=0.053,\quad \varepsilon=0.429,\quad b/\lambda=0.023$$

とする．計算は，レイノルズ数および上，下リザーバ間平均圧力差 $\varDelta P$ をパラメータとして行う．なお，計算第二手順における緩和係数および速度境界条件時間きざみは，試行錯誤の結果，

$$\omega=1.7,\quad \delta T'=\delta T/500$$

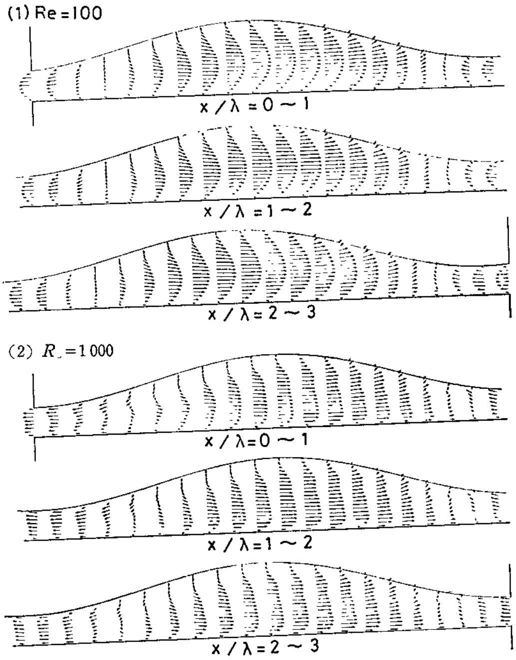
とする．

はじめに，$R_e=100$ および 1 000 での流路全長にわたっての，ある瞬間のフローパターンおよび平たん壁近くの圧力分布を図6に示す．なお平たん壁境界条件は非すべりであり，$\varDelta P=0$ で最大流量状態に相当する．図6以降 y 方向スケールは x 方向に対して2倍で示されている．これらの結果は $R_e=100$ では3波列にわたってほとんど同じフローパターンを示している．$R_e=1\,000$ では，上流側と下流側で，中央部との相違を示している．しかし，その相違はわずかであるため，以下は中央部1波長分についての計算結果を示す．

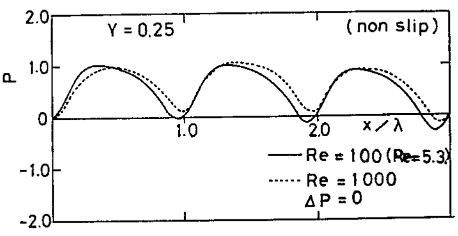
図7に，$\varDelta P=0$，平たん壁境界非すべりの場合の，レイノルズ数によるフローパターンの変化および等圧線図を示す．$R_e=100$ では二次元ポアズユ流れに近い速度分布を示し，逆方向流れ部での最大速度も流路中央に現れる．$R_e=600$ になると，フローパターンは大きく変化し，慣性項の影響が現れていることを示して

いる．また逆方向流れ部での最大速度の位置がぜん動壁側に近づく．その結果，逆流部の順方向流れ部への影響がぜん動壁寄りに現れる．R_e=1 000 では，R_e=600 と同様な結果を示している．R_e=2 000 になると順方向および逆方向流れの混合領域で乱れを生じはじめ，順方向流れ部での速度分布に影響を与えている．しかし，解は安定である．等圧線図はレイノルズ数による変化があまりみられないが，レイノルズ数の増加とともに圧力分布が左右対称に近づき，等圧線がわずかに傾いてくる傾向にある．

つぎに，平たん壁境界条件をすべりとし，ΔP=0 で R_e=100 および 1 000 についての結果を図 8 に示す．レイノルズ数に対するフローパターンの変化は，図 7 の結果と同様な傾向を示しているが，等圧線図に関してはほとんど変化がみられない．また R_e=100 の場合でも慣性項の影響が現れていると思われる．これらの結果は，従来の研究で得られている直交曲線座標系での差分法による計算結果[8]および実測結果とよく

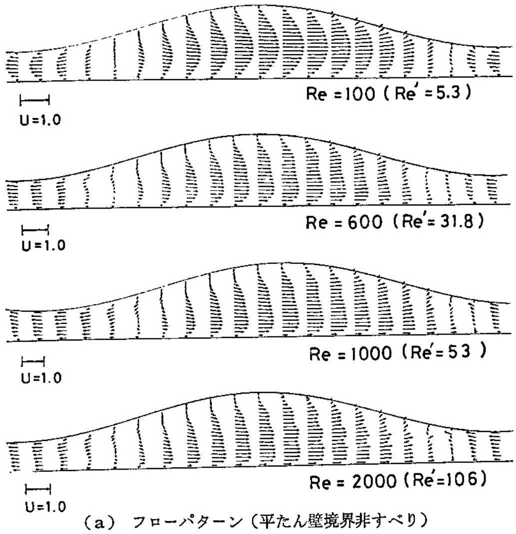


(a) 流路全長にわたってのフローパターン（平たん壁境界非すべり）(α=0.053, ε=0.429, ΔP=0)

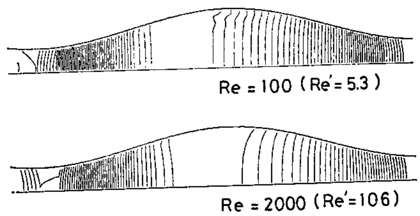


(b) 流路長さ方向圧力分布（平たん壁境界非すべり）(α=0.053, ε=0.429)

図 6

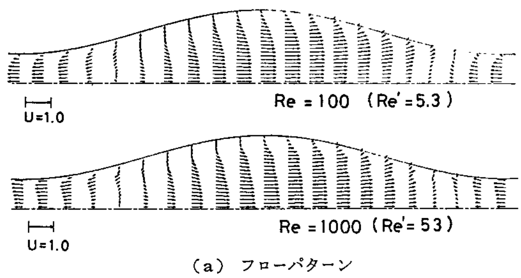


(a) フローパターン（平たん壁境界非すべり）
(α=0.053, ε=0.429, ΔP=0)

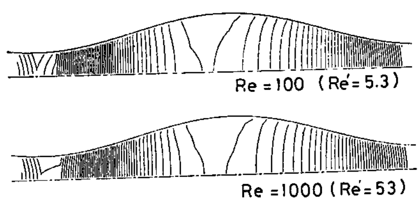


(b) 等圧線図（等圧線間隔 δP=0.02）
(α=0.053, ε=0.429, ΔP=0)

図 7



(a) フローパターン

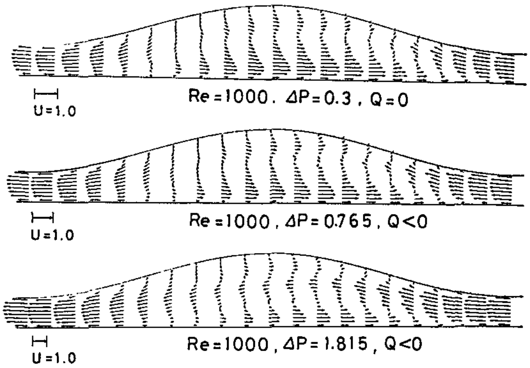


(b) 等圧線図
(α=0.53, ε=0.429, ΔP=0)

図 8 フローパターンおよび等圧線図（平たん壁境界すべり）

一致している．

実際のぜん動流路における上流端と下流端との圧力差は常に零であるとは限らない．そこで，$\Delta P \fallingdotseq 0$ の場合の典型的な例として，時間平均流量 $Q \approx 0$ で，ポンプ作用による下流側リザーバ圧力上昇最大 ($\Delta P_{\max}$) に近い値が得られている場合，さらに特殊な条件として，何らかの原因で上・下リザーバ間圧力差が $\Delta P > \Delta P_{\max}$ になり，時間平均流量が負になる場合のフローパターン計算例を図9に示す．なお平たん壁境界条件は非すべりである．図9の結果は逆流の影響が順方向流れ部のぜん動壁寄りに強く現れ，平たん壁付近では十分な順方向流速を保っていることを示している．このことは，時間平均流量が零または逆流している場合にも，流路内の流体の一部が順方向に輸送される可能性を示している．



(平たん壁境界非すべり)
($\alpha=0.053$, $\varepsilon=0.429$)

図 9　流量零あるいは逆流している場合のフローパターン

4. あ と が き

有限波列ぜん動流路内流れの解析を目的として，固定座標系でぜん動壁を移動境界として扱う数値解析方法を示すとともに，その方法により比較的振幅比の大きい場合の長波長ぜん動流路内流れの解析を行い以下のような結果を得た．

（1） 流路長さ方向に平均圧力こう配がない場合のフローパターンのレイノルズ数による変化は，従来の研究で得られている結果とよく一致し，本解析方法の妥当性を示している．

（2） 本解析方法によれば，振幅比の比較的大きい場合にも高いレイノルズ数範囲まで安定な解を得ることができる．また実際の有限波列ぜん動流路における上，下流端の条件に応じて，容易に境界条件を設定して流動状態を解析することができる．

（3） 時間平均流量が零または逆流時の計算例より，特殊な条件下での興味あるぜん動流路内流動状態を明らかにした．

なお，本報告での計算は東京大学大型計算機センターの計算機により行った．

文　　献

（1） Fung, Y.C. and Yih, C.S., *Trans. ASME*, Ser. E, **35**-4 (1968), 669.
（2） Yih, C.S. and Fung, Y.C., *Trans. ASME*, Ser. E, **36**-3 (1969), 579.
（3） Zien, T.F. and Ostrach, S., *J. Biomechanics*, **3**-1 (1970), 63.
（4） Jaffrin, M.Y., *Int. J. Eng. Sci.*, **11**-6 (1973), 681.
（5） Shapiro, A.H., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **37**-4 (1969), 799.
（6） Tong, P. and Vawter, D., *Trans. ASME*, Ser. E, **39**-4 (1972), 857.
（7） 鮎川・ほか2名, 機論, **46**-410, B (昭 55), 1916.
（8） Brown, T.D. and Hung, T-K., *J. Fluid Mech.*, **83**-2 (1977), 249.
（9） Lew, H.S., ほか2名, *J. Biomechanics*, **4**-2 (1971), 297.
(10) Welch, J.E., ほか3名, *Los Alamos Scientific Laboratory Report*, LA-3425 (1965).
(11) Hirt, C.W. and Cook, J.L., *J. Comput. Physics*, **10**-2 (1972), 324.

討　　論

〔質問〕　**棚橋隆彦**（慶応義塾大学理工学部）

（1） 波列の有限性は管路両端の境界において特に大切と思われる．境界端近くの流速分布は時間と共にどのように変化しているのか．

（2） 波列の有限性はリフラックスやトラッピングにどのような効果を与えるか．

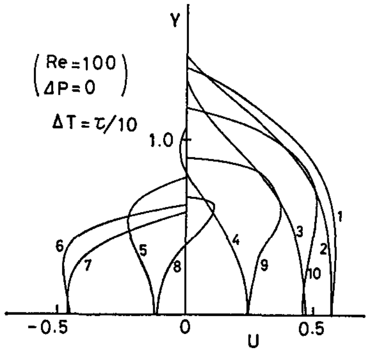
〔回答〕　（1） 有限波列ぜん動流路内流れも，

（a） 周期的ぜん動波

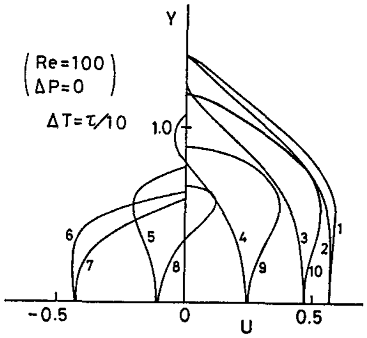
（b） 流路長さが波長の整数倍

（c） 流路両端圧力差一定

の条件を満たせば無限波列理論が適用できるとされている[(5)]．本論文では，計算手法の妥当性を確認するため上記3条件を満たす場合について計算を行っている．その結果付図1および2に示したX方向速度成分Uの分布の時間による変化は，レイノルズ数が小さい場合，流路上流端と中央部で同じ傾向を示しているが，レイノルズ数1 000の場合は，著しく異なっており，慣性力が支配的な範囲での計算では，波列の有限性の影響が大きいものと思われる．なお，流路下流端では，中央部での速度分布と，レイノルズ数によらず

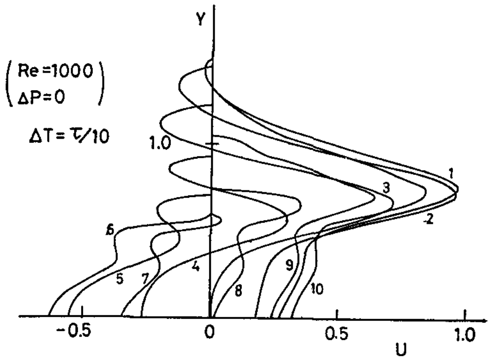


（a） 流路上流端

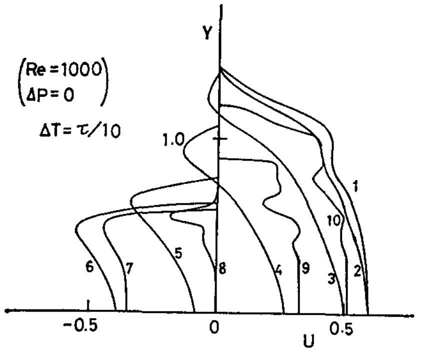


（b） 流路中央部

付図 1



（a） 流路上流端



（b） 流路中央部

付図 2

同様の傾向を示している．

（2） 本計算手法は，オイラー的方法であり，現段階ではリフラックスを確認する手順が含まれていないが，従来得られている無限波列仮定による流速分布の結果との比較から，少なくともレイノルズ数が小さい範囲では波列の有限性のリフラックス現象に対する影響はあまりないと思われるが，レイノルズ数の増加とともに流速分布に対する波列の有限性の影響が現れるため，リフラックス現象についても確認が必要と思われる．

また本計算では，トラッピングの起こり得る範囲の振幅比については計算を行っていないので，トラッピング現象に対する波列の有限性の影響は確認されていない．

〔質問〕 鮎川恭三（愛媛大学工学部）

壁面が時間的に変化する流路内の流れについての有効な解析手法を提案された点に敬意を表す．以下の点についてお伺いしたいと思う．

（1） 本計算の手法では，例えば，正弦波状のぜん動流路では，一番狭くなる谷部での分割数は，振幅比 ε が大きくなるとき，かなり小さくなると考えられる．ところが一般にこの部分での逆流流速は，とくに流量 Q が小さいときかなり速く，非すべり条件下では，レイノルズ数 R_e が大きくなると，境界層の部分がかなり薄くなると推定できる．この部分での流れが順方向の流れとの混合領域で重要な役割を果たすと考えられるので，この部分での分割数が小さいことによる精度の低下はとくに ε が大きいとき，全体の流れのパターンの解析にかなり影響すると思う．この点についてのご見解をお示し願いたい．

（2） 上記のことと関連して，計算例で y 方向 21 分割で $R_e=2\,000$ で混合領域で乱れがでていることを指摘しておられるが，さらに分割数を増しても同様なパターンが期待できるか．

〔回答〕 （1） ご指摘のように，谷部での流速分布は順方向流れおよび混合領域での流れに大きく影響するため，本計算方法では振幅比 ε の増加とともにセル分割数を増やす必要がある．しかし，移動境界を扱う本計算方法では，セル数の増加とともに計算時間も増加するため，振幅比 ε に対して実用上の限界があると考えられる．

（2） $R_e=2\,000$ については，20 数周期の計算を行い解の安定性および周期解の確認をしているが，圧力分布，速度分布にわずかな乱れが重なっている．本論文の段階では y 方向分割数を増やした計算はしていないが，これらは混合領域での乱れとともにセル分割数の影響と思われるので，今後の課題と考える．なお，R_e 数については $R_e=6\,000$ まで一応の周期解が得られ，$R_e=10\,000$ では発散することが確認されている．